

# ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ АНОМАЛЬНОМ РОСТЕ КРИСТАЛЛОВ ГЕЛИЯ

*В. Л. Цымбаленко\**

*Российский научный центр «Курчатовский институт»,  
Институт сверхпроводимости и физики твердого тела  
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 28 апреля 2006 г.

В диапазоне температур 0.4–0.7 К от границы аномальной области до  $\Delta P \approx 25$  мбар проведены синхронные измерения вариаций давления и теплового отклика системы от момента зарождения кристалла до начала его быстрого роста, далее во время роста и после во время релаксации к нормальной кинетике. В качестве малоинерционного датчика использовался сверхпроводящий болометр со среднеквадратичным шумом около 10 мкК. Экспериментально наблюдались эффекты изменения температуры, связанные с изменением давления системы и диссипацией при росте. Получена верхняя граница возможного изменения внутренней энергии кристалла: менее 1–20 % от избыточной энергии системы перед началом роста.

PACS: 67.90.+z, 67.80.-s

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект аномального роста кристаллов  $^4\text{He}$ , обнаруженный около десяти лет тому назад [1, 2], до сих пор не имеет теоретического объяснения. Явление наблюдается при  $T < 0.8$  К (ниже второго перехода огранения) и состоит в резком увеличении скоростей роста граней кристалла на два–три порядка. Поскольку высокая скорость роста не характерна для граней кристалла ниже переходов огранения, был введен термин «аномальное состояние» для быстрорастущих граней. Эффект, обнаруженный по изменению кинетики, и далее идентифицировался по этому признаку. Таким способом были определены условия, приводящие к образованию аномального состояния [2, 3], изучена кинетика его образования [4], оценено влияние малой примеси  $^3\text{He}$  [5]. Дополнение этой методики быстрой съемкой продемонстрировало кинетическую огранку кристалла на этапе быстрого роста [6], позволило определить зависимости скоростей роста граней в аномальном состоянии от температуры и пересыщения [7], а также способствовало изучению обратного процесса — релаксации быстрой кинетики к нормальной [8].

Теоретическая модель должна объяснить следующие качественные черты эффекта.

а) Возникновение аномального состояния. Переход к быстрому росту граней происходит через довольно продолжительное время (от долей миллисекунды до десятков секунд) после приложения избыточного давления. В течение этого периода кинетика роста свободно растущего кристалла медленная, имеет анизотропию, характерную для обычного кристалла, и вполне может быть объяснена известными механизмами роста граней (спиральный рост, источники Франка–Рида). Бездислокационная же грань за это время практически не растет. Задержка образования имеет статистический разброс.

б) Высокую скорость роста граней. После перехода скорость увеличивается на порядки и достигает до нескольких метров в секунду, в результате чего кристалл вырастает за время порядка сотен микросекунд [9]. Анизотропия роста невелика.

Рассмотрим возможные источники эффекта.

а) Ускорение роста граней вызвано изменением состояния поверхности. Действительно, если бы под воздействием пересыщения происходили разрушение огранки и переход поверхности, например, в атомно-шероховатое состояние [10], то скорость роста могла бы достичь наблюдаемых величин. В пользу этой гипотезы говорит тот факт, что введение ма-

\*E-mail: VLT@issph.kiae.ru, VLT@mail.tascom.ru

лой примеси  $^3\text{He}$  уменьшает скорость роста быстрых граней, так же как и атомно-шероховатых поверхностей. Однако температурная зависимость критического пересыщения, выше которого наблюдается эффект, противоречит такому предположению. Кроме того, существенно, что ускорение происходит одновременно или с незначительной задержкой (менее 10 мкс) на гранях всех кристаллографических ориентаций, значительно различающихся своими параметрами (поверхностной энергией, температурой перехода огранения и т. д.). Поэтому, если поверхность и переходит в новое состояние, это должен быть переход, малочувствительный к ориентации поверхности и ее термодинамическим характеристикам.

б) Изменение объемного состояния кристалла. Такой переход может произойти, если при избыточном давлении существует близкое по энергии состояние кристалла. В этом гипотетическом состоянии поверхность кристалла может иметь высокую скорость роста, например, оттого, что температуры переходов огранения новой фазы лежат ниже исследованных температур. Наблюдаемая огранка на этапе быстрого роста могла бы быть объяснена анизотропией кинетического коэффициента роста (подобное явление наблюдалось при росте кристаллов гелия при малых пересыщениях выше переходов огранения, когда поверхность находится в атомно-шероховатом состоянии [3]).

в) Изменение механизма роста грани. Основная трудность, которая должна быть объяснена — значительное время между приложением пересыщения и началом быстрого роста. Если в вариантах а) и б) эта задержка может быть отнесена либо к накоплению изменений, приводящих к переходу в новое состояние (формирование аномального состояния), либо ко времени, необходимому для флуктуационного преодоления барьера между состояниями, то механизмы, ускоряющие рост грани, такие как двумерное зародышеобразование [11] или кинематическое размножение ступеней [12], начинают функционировать за времена намного более короткие, чем те, что наблюдаются на опыте.

Как видно из обсуждения качественных сторон явления, один из вопросов, ответ на который мог бы сузить область поиска механизмов эффекта, состоит в следующем: происходит ли образование нового состояния на поверхности (в объеме) кристалла или же это кинетический переход? Образование нового состояния (аномального) с энергией ниже энергии нормального кристалла сопровождалось бы выделением энергии  $\Delta Q$  и нагревом системы кристалл–жидкий гелий. Регистрация такого выброса

свидетельствовала бы в пользу изменения состояния кристалла и правомерности термина «аномальное состояние». Кинетический переход, например разгон и столкновение ступеней с зарождением нового слоя [12], происходит без изменения термодинамики поверхности и не сопровождается выбросом тепла.

Целью работы являлся поиск теплового эффекта, связанного с возможностью возникновения аномального состояния, — это даст ответ на поставленный выше вопрос. Такие эксперименты ранее не проводились, так как из-за малой ожидаемой величины изменения температуры системы и высокой скорости роста кристалла требовалась малоинерционная методика с высокой чувствительностью. В данной работе удалось решить эти проблемы и провести исследования тепловых явлений, наблюдаемых при аномальном росте кристалла в интервале температур 0.4–0.7 К и пересыщениях в диапазоне от границы аномальной области до  $\Delta P \approx 25$  мбар. Первое наблюдение теплового отклика системы при температуре 0.4 К для кристаллов, образовавшихся при избыточном давлении 22.5 мбар, приведено в работе [13].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Конструкция контейнера, в котором проводились измерения, приведена на рис. 1. Его геометрия несколько отличается от использованной в первоначальной работе [13]: уменьшен вертикальный размер, так что расстояние от кристалла в центре контейнера до мембраны датчика давления составляет около 17 мм. Остальные конструктивные узлы те же: вольфрамовая игла для зарождения кристалла, емкостной датчик давления и сверхпроводящий болометр, расположенный в 9 мм от центра контейнера. Основные элементы и методика проведения измерений были уже детально изложены в ряде работ [3, 14], поэтому отметим лишь основные моменты эксперимента. Перед измерением в жидкости устанавливалось необходимое давление, после чего запускалась регистрирующая система, которая с шагом по времени 25 мкс записывала показания датчика давления и болометра в течение 1–6 мс. Затем на острие подавался высоковольтный импульс, достаточный для зарождения кристалла. С этого момента с прежним шагом по времени параллельно записывались 4096 показаний датчика давления и болометра, после чего запускался мотор, управляющий давлением во внешней системе, и из контейнера начинался отбор жидкости до полного расплава

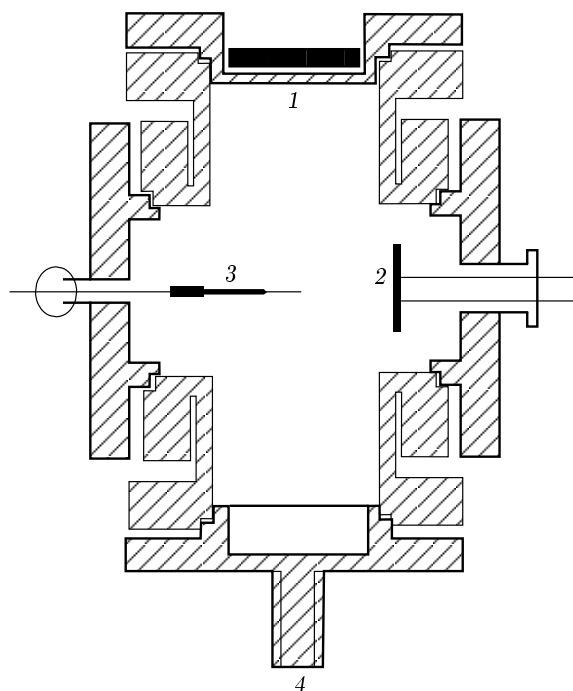


Рис. 1. Контейнер: 1 — мембрана емкостного датчика, 2 — болометр, 3 — вольфрамовое острие, 4 — медный холодопровод

ления кристалла. Шаг по времени на этапе сброса давления составлял 16 мс. Показания датчика давления перед окончательным расплавлением кристалла принимались за точку давления фазового равновесия, от которой отсчитывалось пересыщение. Измерительные тракты давления и болометра имели постоянные времена соответственно 35 и 8 мкс.

Болометр представлял собой алюминиевую пленку толщиной около 0.1 мкм, напыленную по шаблону на кремниевую подложку размером  $7.2 \times 7.4 \times 0.35$  мм<sup>3</sup>, так что размер «змейки» пленки — основного чувствительного места на болометре — составлял  $2.5 \times 2.5$  мм<sup>2</sup>. Температура сверхпроводящего перехода в нулевом внешнем магнитном поле равна 1.35 К, а ширина перехода составляла примерно 0.01 К, что давало чувствительность приблизительно 10 кОм/К. Внешним полем рабочая точка сверхпроводящего перехода смещалась к нужной температуре. Приложение поля, не вполне параллельного плоскости пленки, уширяло кривую сверхпроводящего перехода и снижало чувствительность болометра при  $T = 0.4$  К примерно до 1 кОм/К. Измерительный ток болометра лежал в интервале 20–100 мкА, что перегревало его относительно гелиевой ванны. Величина пере-

грева при  $T = 0.4$  К, оцененная по скачку Капицы, который для большинства материалов приближенно выражается формулой

$$\Delta T = R_K \dot{Q}, \quad R_K \approx \frac{50}{T^3} \frac{\text{см}^2 \cdot \text{К}}{\text{Вт}}, \quad (1)$$

лежала в интервале 0.03–0.7 мК. Временной отклик болометра в основном определялся теплоемкостью кремниевой пластины

$$C_{\text{Si}} = 0.12T^3 \text{ эрг/К}. \quad (2)$$

Оценка времени установления теплового равновесия с окружающим гелием дает значение порядка 1 мкс. Эта величина подтверждена непосредственными измерениями временного отклика болометра. Для этого поле соленоида устанавливалось таким, чтобы сопротивление датчика равнялось половине сопротивления в нормальном состоянии. Затем измерительный ток болометра, обычно составлявший 50 мкА, изменялся вдвое. Параллельно записывалось напряжение на болометре с шагом 10 мкс. Постоянная времени, оцененная по этим тестам, составляла менее 1 мкс.

### 3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ РОСТ КРИСТАЛЛА

Отношение поверхностной энергии к избыточной объемной порядка

$$\frac{E_s}{E_V} \sim \frac{\rho}{\Delta\rho} \frac{\alpha}{R\delta p_0},$$

что дает для исследованного диапазона пересыщений 2–25 мбар оценку  $E_s/E_V \sim 10^{-3}$ , т. е. энергия поверхности незначительна в данном процессе ( $\rho$  — плотность жидкого гелия,  $\Delta\rho$  — разность плотностей твердого и жидкого гелия,  $\alpha$  — поверхностная энергия,  $R$  — характерный размер кристалла,  $\delta p_0$  — начальное пересыщение). Это означает, что ожидать тепловой эффект можно только от изменения состояния кристалла в объеме. Таким образом, выполненные исследования проверяют версию б), изложенную во Введении.

Как показали экспериментальные результаты данной работы, основной рост кристалла происходит за малое время, в течение которого не успевают произойти существенный обмен массой и энергией системы жидкий гелий–кристалл с окружающей средой. Тогда в первом приближении мы можем рассматривать рост при сохранении массы и

энтропии. Это предположение позволяет вычислить изменение температуры, связанное с вариацией давления, в процессе роста кристалла [15]

$$\frac{\delta T}{\delta p} = \frac{\beta - k dp/dT}{C_p/T - \beta dp/dT}, \quad (3)$$

где  $\beta$  — коэффициент теплового расширения,  $k$  — сжимаемость,  $C_p$  — теплоемкость жидкого гелия, а  $dp/dT$  — наклон кривой фазового равновесия. Параметры, характеризующие кристалл, такие как энтропия и плотность, входят в наклон кривой фазового равновесия. Характерная черта этого вклада в изменение температуры — пропорциональность давлению. При  $T = 0.4$  К и убывании давления примерно на 10 мбар эффект составляет порядка 1 мК.

Скорость роста кристалла ограничивается диссипативными процессами, которые приводят к увеличению энтропии и температуры системы. Используя результат Андреева и Книжника [16], можно показать, что в отсутствие градиентов изменение температуры системы зависит только от начального и конечного давлений (см. подробнее [13]):

$$\delta T_{diss} = \frac{k(\delta p_0^2 - \delta p^2)}{2C_p}. \quad (4)$$

Этот вклад положителен, квадратичен по давлению и составляет примерно 1 мК при стартовом пересыщении около 10 мбар и  $T = 0.4$  К. Подчеркнем, что оценка (4) получена в очень грубых приближениях: без учета анизотропии роста кристалла; не принимается во внимание развитие неустойчивости поверхности при росте кристалла под пересыщением выше 6 мбар; игнорируется наличие градиентов в жидкости и т. д. Эти факторы могут существенно повлиять на оценку. Так, например, наличие градиентов давления приводит к уменьшению перегрева, так что по мере ускорения кинетики граней и перехода к осциллирующему режиму роста кристалла величина  $\delta T_{diss}$  уменьшается, а затем становится постоянной со значением, на треть меньшим по сравнению с величиной, полученной из соотношения (4) [13]. По указанным причинам оценка нагрева за счет диссипации (4) дает лишь порядок величины.

Оба эти вклада маскируют тепловые эффекты, которые могут сопровождать как подготовку перехода в аномальное состояние (если это имеет место), так и собственно аномальный рост. Отметим, что увеличение температуры уменьшает первый вклад за счет уменьшения наклона фазовой диаграммы вплоть до нуля при  $T \approx 0.78$  К. Диссипативный вклад также убывает с ростом температуры вследствие роста теплоемкости гелия. Поэтому

представляют интерес не только измерения при минимальной температуре 0.4 К, где максимальна чувствительность болометра, но и эксперименты при  $T \approx 0.7$  К, где аномальный рост еще наблюдается, а оба вклада подавляются по указанным причинам. Высокая температура интересна еще и по другой причине: в этих условиях интервал времени между зарождением кристалла и началом быстрого роста доходит до 100 мс. В случае наблюдения теплового эффекта представляет интерес выяснить, происходит ли выделение тепла в течение всего этого времени (формирование аномального состояния) или сброс энергии происходит скачком, непосредственно перед началом быстрого роста. Эти же соображения применимы к обратному процессу — восстановлению медленной кинетики по завершении роста. Из экспериментов известно, что примерно через 20 мс идет плавное уменьшение кинетического коэффициента роста приблизительно на порядок. Первоначальный этап с убыванием кинетики на два порядка не изучен.

Эти предварительные оценки определили область поиска тепловых эффектов, связанных с аномальным ростом.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При относительно высоких температурах вблизи границы образования аномального состояния наблюдается, как ранее сообщалось [4], довольно

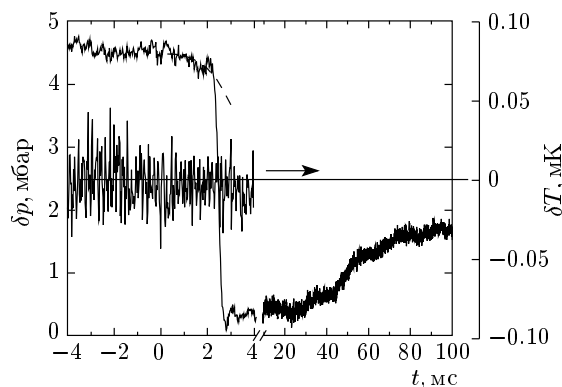
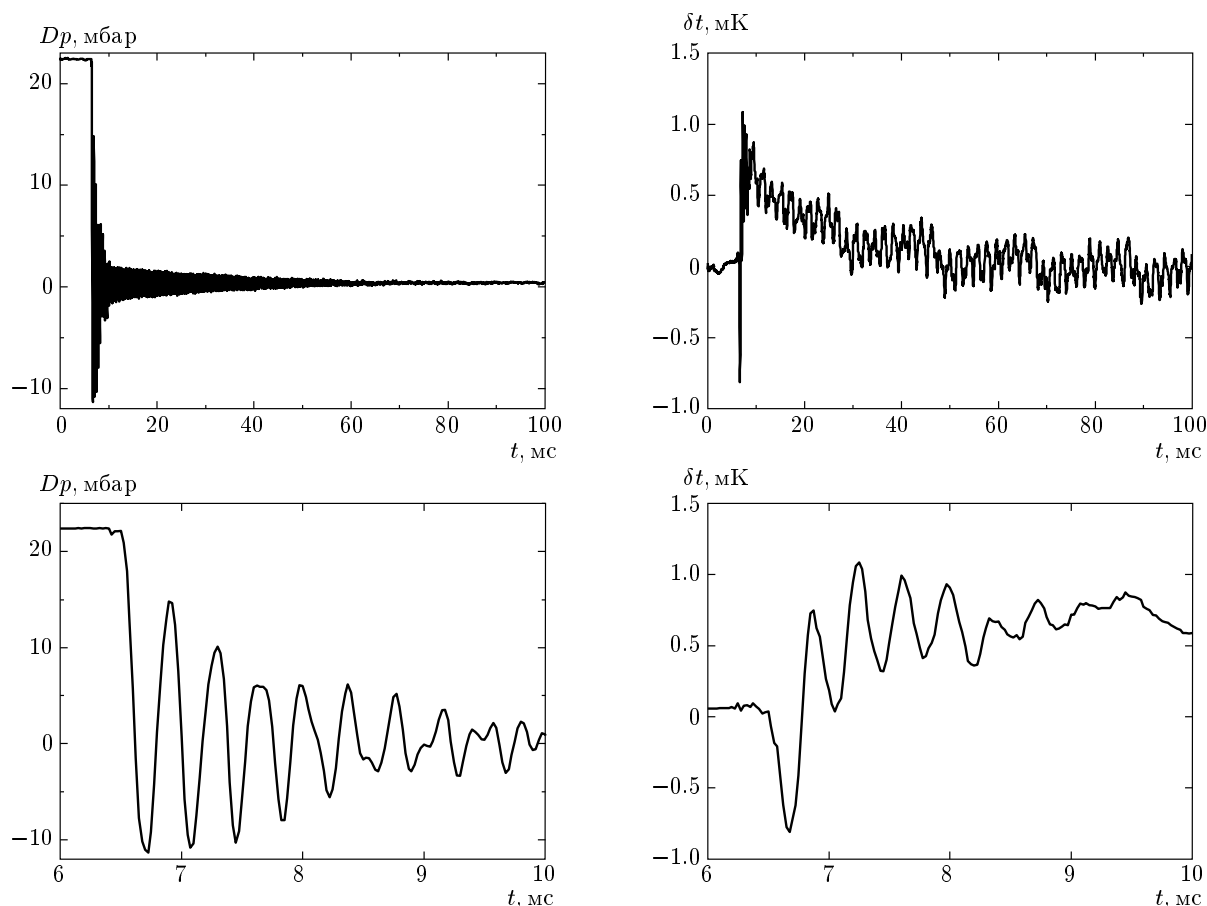


Рис. 2. Записи уменьшения давления и изменения температуры для роста кристалла при температуре 0.693 К. Штриховая кривая — аппроксимация данных кубической параболой, соответствующей случаю роста с постоянной скоростью. Увеличение давления при  $t > 20$  мс происходит вследствие возврата кинетики к медленным значениям



**Рис. 3.** Пример записей давления и температуры при  $T = 0.4$  К. На нижней паре графиков видно, что возникновение кристалла в момент  $t = 6.4$  мс приводит к радиальному осциллирующему росту с синфазным изменением температуры. Монотонный рост температуры вызван диссипацией. На больших масштабах времени (верхние графики) на записи давления видна продольная мода с более высокой частотой и низким затуханием. Температура релаксирует с характерным временем около 20 мс

длительный период нормального, медленного роста кристалла, рис. 2. Увеличение пересыщения и понижение температуры уменьшают интервал между образованием кристалла и началом быстрого роста, так что в большинстве экспериментальных серий эта задержка незначительна. В качестве типичного примера на рис. 3 приведены записи показаний емкостного датчика и болометра во время роста кристалла, образовавшегося при минимальной температуре 0.4 К и максимальном пересыщении около 23 мбар. Видно, что процесс роста кристалла после зарождения в метастабильной жидкости можно условно разделить на два временных интервала. Вначале идет быстрый рост кристалла, сопровождаемый колебаниями давления (осциллирующий рост). Этот интервал составляет 1–4 мс в зависимости от температуры. Затем давление в контей-

нере устанавливается близким к равновесному, начинается подток жидкости по капилляру из внешней системы, все еще находящейся при давлении выше фазового равновесия, и подрастание кристалла. В это же время кинетика граней релаксирует к нормальным, медленным значениям. Подобная картина типична для большинства серий роста (всего 24 серии), выполненных при температурах 0.4, 0.47, 0.514, 0.593 и 0.692 К в диапазоне пересыщений от границы аномальной области до 25 мбар.

#### 4.1. Тепловые эффекты от момента зарождения кристалла до начала быстрого роста

Рисунок 2 демонстрирует записи показаний давления и температуры при  $T = 0.692$  К вблизи гра-

ницы аномальной области. После зарождения кристалла в момент  $t = 0$  в течение примерно 2.5 мс происходит рост с обычной скоростью. Давление за это время изменяется незначительно, так что кристалл растет при почти постоянном пересыщении с почти постоянной скоростью, а размер растет линейно. Давление убывает пропорционально объему кристалла, т. е. пересыщение уменьшается по кубическому закону (штриховая парабола на рис. 2). В момент перехода скорость роста увеличивается, как видно на рисунке, почти в 30 раз. Шумовая дорожка на графике — запись показаний болометра. Среднеквадратичный шум составляет 9 мкК. Как видно из записи, в интервале от зарождения кристалла до начала быстрого роста не зарегистрировано изменения температуры, превышающего ошибку измерения, т. е. не наблюдалось ни плавного, ни скачкообразного изменения температуры.

#### 4.2. Осцилляции давления

Специфика роста кристалла в аномальном состоянии с высокой кинетикой роста граней подробно изучена ранее по записям давления и непосредственной съемкой [9]. Высокая подвижность поверхности приводит к появлению мягкой радиальной моды [4] с частотой, примерно на порядок меньшей минимальной частоты акустических колебаний гелия в контейнере  $\sim R/c$  ( $R$  — характерный размер контейнера,  $c$  — скорость звука в гелии). Частота этой моды зависит от размера кристалла, т. е. от начального пересыщения  $Dp_0$ , изменяясь от 1.8 кГц при  $Dp_0 = 3$  мбар до примерно 3 кГц при  $Dp_0 = 25$  мбар. Затухание моды обусловлено подвижностью поверхности кристалла, так что по значениям декремента можно определить кинетический коэффициент роста, усредненный по всей его поверхности [4]. И частота, и затухание мягкой моды в данных экспериментах согласуются с предыдущими данными. Экспериментальная зависимость частоты колебаний от начального пересыщения хорошо согласуется с расчетом по упрощенной модели радиального роста для чисто сферически-симметричного случая [4, 9].

После быстрозатухающих колебаний радиальной моды наблюдаются, как видно на рис. 3, слабозатухающие осцилляции давления с частотой  $4.90 \pm 0.01$  кГц. Их частота не зависит от начального пересыщения и температуры, а амплитуда убывает с уменьшением начального пересыщения, так что на записях с  $Dp < 10$  мбар сигнал становится меньше шума. Логарифмический декремент затухания  $\delta$  в пределах точности измерения не зависит

от начального пересыщения и слабо зависит от температуры ( $\delta = 0.005 \pm 0.0015$  при  $T = 0.4$  К и  $\delta = 0.012 \pm 0.003$  при  $T = 0.692$  К). Такое поведение этой моды, а также ее близость к минимальной частоте акустических колебаний по высоте контейнера ( $f_{min} \approx c/2L \approx 4.6$  кГц,  $L$  — расстояние от мембраны датчика до дна контейнера, см. рис. 1) позволяют предположить, что в данном контейнере возбуждается именно продольная мода. В этом случае кристалл, расположенный в центре контейнера, находится в узле давления и в пучности скорости. Затухание, по-видимому, связано с периодическим обтеканием кристалла гелием. Скорость потока гелия при начальной амплитуде моды около 2 мбар составляет примерно 3 мм/с.

#### 4.3. Рост кристалла. Малые времена (0–4 мс)

Осциллирующий рост кристалла, как видно на рис. 3, сопровождается синфазными (с учетом задержек в измерительной системе) колебаниями температуры, наложенными на ее монотонный рост. Такое поведение качественно согласуется с ожидаемым изменением температуры вследствие эффектов, рассмотренных в разд. 3. Осцилляции вызваны колебаниями давления, а монотонный рост — нагревом системы вследствие диссипации. На осциллирующей части изменение температуры пропорционально вариациям давления, как и следует из соотношения (3), причем коэффициент пропорциональности не зависит от начального пересыщения, но является функцией температуры. Экспериментальные значения  $\delta T/\delta p$  и расчет по формуле (3) приведены на рис. 4. Видно, что данные измерений удовлетворительно согласуются с расчетом.

Монотонный рост температуры в пределах разброса точек приближается экспоненциальной функцией с постоянной времени, примерно вдвое меньшей, чем время затухания осцилляций давления, как и ожидалось из квадратичного характера вклада, см. формулу (4). Абсолютные значения нагрева квадратично зависят от начального пересыщения и неплохо согласуются с нашей довольно грубой оценкой, см. рис. 5.

Таким образом, на этапе быстрого роста изменение температуры вполне объясняется известными причинами: уменьшением давления и диссипативными процессами. Отклонения от ожидаемых значений по формулам (3) и (4) невелики и могут быть объяснены несовершенством оценок (см. разд. 3). Ярких эффектов, выходящих за рамки указанных явлений, не наблюдалось.

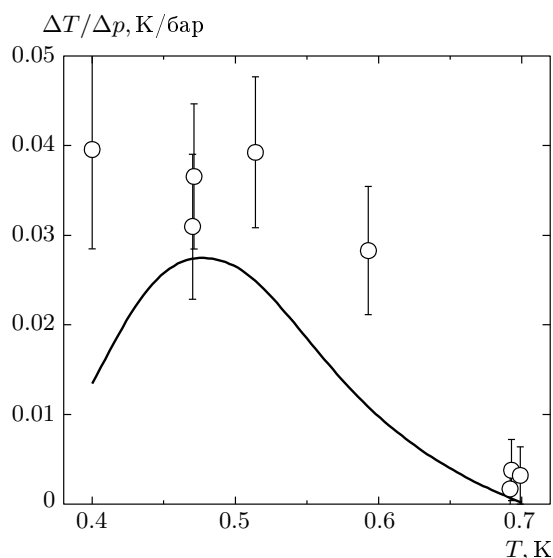


Рис. 4. Сравнение экспериментальных значений отношений (точки)  $\delta T/\delta p$  с расчетом по формуле (3) (кривая)

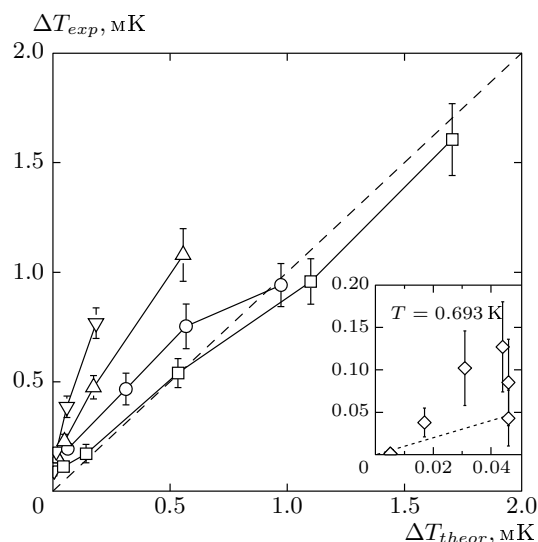


Рис. 5. Сравнение экспериментальных значений перегрева системы вследствие диссипации с расчетом по формуле (4):  $\square$  —  $T = 0.4$  К,  $\circ$  —  $T = 0.47$  К,  $\triangle$  —  $T = 0.514$  К,  $\nabla$  —  $T = 0.599$  К,  $\diamond$  —  $T = 0.693$ . Штриховая линия соответствует равенству экспериментальных и теоретических значений

#### 4.4. Эволюция по окончании быстрого этапа роста

Теплообмен между гелием и контейнером приводит к монотонному уменьшению температуры с по-

стоянной времени около 20 мс, как видно на рис. 3. На этот ход наложены осцилляции с амплитудой, равной примерно 0.1 мК. Фурье-анализ показывает, что присутствуют две частоты,  $f_1 = 518.1 \pm 2.4$  Гц и  $f_2 = 1354.9 \pm 1.9$  Гц, с декрементом затухания менее  $10^{-3}$ . Значения частот не зависят от температуры и стартового пересыщения. Амплитуда второй частоты примерно вдвое меньше амплитуды первой частоты, причем величины начальных амплитуд (сразу по окончании фазы быстрого роста) в пределах разброса данных линейно зависят от начального пересыщения. Подобное поведение этих мод заставило, в первую очередь, предположить, что данные колебания напряжения на болометре связаны с аппаратными эффектами. Поскольку контейнер с подводными проводами и коаксиалами находится в магнитном поле соленоида, их механические колебания, возникшие в результате скачка давления в контейнере, могли бы проявиться таким образом. Для проверки этого предположения поле было увеличено до перехода болометра в нормальное состояние, после чего проведено несколько циклов роста кристалла. В этом случае колебания с указанными частотами и амплитудами не наблюдались, т. е. колебания не связаны с вибрацией внешней подводки к контейнеру. Отклик регистрировался только на кривой сверхпроводящего перехода болометра, когда он чувствителен к изменениям температуры. Остается нерешенным вопрос, не вызваны ли данные осцилляции изменениями кривой перехода вследствие, например, колебаний наклона плоскости болометра к внешнему полю (болометр установлен в максимуме поля). Данные колебания не могут быть приписаны резонансам второго звука по двум причинам: во-первых, при  $T = 0.4$  К длина пробега фононов сравнивается с внутренним размером контейнера; во-вторых, скорость второго звука, рассчитанная по параметрам гелия, в интервале температур 0.4–0.7 К изменяется на порядок, что привело бы к разительному изменению частоты собственных мод.

Для кристаллов, рожденных вблизи границы, разделяющей нормальный и аномальный рост, происходит довольно быстрый возврат кинетики к нормальным низким значениям. Поскольку теперь скорость роста кристалла задана и определяется потоком жидкости в контейнер из внешней системы, давление в объеме, теперь обратно пропорциональное среднему кинетическому коэффициенту роста, также возрастает, как видно на рис. 2. (подробнее см. [8]). Отметим, что существенных тепловых эффектов, сопровождающих возврат кинетики, не обнаружено.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В области температур 0.4–0.7 К тепловые эффекты, возможно, сопровождающие возникновение аномального роста, меньше шума измерительной системы  $\delta T_{noise} \approx 10$  мкК и маскируются сопутствующими явлениями, связанными с убыванием давления в контейнере и диссипацией при росте кристалла. Это дает верхнюю оценку возможного изменения энергии кристалла перед началом быстрого роста:  $\Delta Q/E_V \approx \Delta T/T_{diss} < \delta T_{noise}/T_{diss} = 0.01-0.2$ . Результаты исследования позволяют сформулировать требования к эксперименту по обнаружению тепловых эффектов. Дальнейшие измерения следует проводить при значительном понижении температуры. В этих условиях даже небольшие выделения энергии вызывают значительный прирост температуры вследствие малости теплоемкости системы. В этой области также подавляется термодинамический вклад (3), убывающий по линейному закону, а диссипативный вклад (4) можно уменьшить за счет понижения стартового пересыщения, поскольку в низкотемпературной области для образования аномального состояния достаточно отклонения от равновесного состояния примерно 0.2 мбар. Низкая температура также благоприятна для изучения тепловыделения на этапе релаксации к нормальному состоянию. Поскольку кристалл более не растет, выделение тепла теперь будет связано с релаксационными процессами, возможно, идущими на поверхности, «перегретой» быстрым ростом. На такую возможность указали ранее Нозьер и Увага [17].

Автор признателен А. Я. Паршину за полезные обсуждения результатов этой работы. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16806-а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. L. Tsymbalenko, Phys. Lett. A **211**, 177 (1996).
2. P. J. Hakonen, J. P. Ruutu, G. Tvalashvili, A. V. Babkin, and A. Ya. Parshin, J. Low Temp. Phys. **112**, 117 (1998).
3. V. L. Tsymbalenko, J. Low Temp. Phys. **121**, 53 (2000).
4. В. Л. Цымбаленко, ЖЭТФ **119**, 1182 (2001).
5. В. Л. Цымбаленко, Письма в ЖЭТФ **78**, 965 (2003).
6. V. L. Tsymbalenko, J. Low Temp. Phys. **138**, 795 (2005).
7. В. Л. Цымбаленко, Письма в ЖЭТФ **77**, 288 (2003).
8. В. Л. Цымбаленко, ЖЭТФ **126**, 1391 (2004).
9. V. L. Tsymbalenko, Phys. Lett. A **274**, 223 (2000).
10. F. Gallet and P. Nozieres, J. de Phys. **48**, 353 (1987).
11. *Quantum Theory in Solids*, ed. by I. M. Lifshits, Mir, Moscow (1982).
12. А. Я. Паршин, В. Л. Цымбаленко, Письма в ЖЭТФ **77**, 372 (2003).
13. V. L. Tsymbalenko, Phys. Lett. A **353**, 87 (2006).
14. Л. А. Максимов, В. Л. Цымбаленко, ЖЭТФ **114**, 1313 (1998).
15. V. L. Tsymbalenko, J. Low Temp. Phys. **88**, 55 (1992).
16. А. Ф. Андреев, В. Г. Книжник, ЖЭТФ **83**, 416 (1982).
17. P. Nozieres and M. Uwaha, J. de Phys. **48**, 389 (1987).